

© 2004 г. Г. С. Жданов, канд. физ.-мат. наук

ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург
E-mail: rendez@solaris.ru

Предложен единый подход к проблеме пространственного разрешения ближнепольных оптических и туннельных микроскопов. Регистрация оптического сигнала рассматривается как запись распределения интенсивности электромагнитного поля вдоль траектории движения виртуального точечного острья. Его расстояние от поверхности образца зависит от формы силовых линий и является основным фактором, ограничивающим разрешение прибора. Приведены оценки предельного разрешения при использовании оптических зондов различного типа.

Коды OCIS: 180.0180, 180.5810.

Поступила в редакцию 23.12.2003.

Введение

Изобретение ближнепольных сканирующих оптических микроскопов (БСОМ) позволило не только преодолеть классический предел разрешения, но и понизить его в десятки и сотни раз [1, 2]. С помощью заостренных оптических зондов удалось сжать зону воздействия излучения на поверхность до размеров, существенно меньших длины волны [3].

Вместе с тем возможности и границы дальнейшего прогресса в этом направлении до конца не ясны. Отсутствует строгий критерий корректности оценок пространственного разрешения, полученных в различных работах. Отчасти это связано с трудностью однозначного определения самого термина "пространственное разрешение", характерной для зондовых методов. Предполагается, что оптический сигнал, регистрируемый при движении зонда БСОМ, отражает распределение электромагнитного поля у поверхности образца. Разрешение прибора в этом случае должно характеризовать степень искажения тонких деталей структуры поля. Однако точно предсказать вид "идеального" изображения, которое можно было бы сравнить с реальным, как правило, невозможно. Расчет или моделирование поля в зазоре острье-образец является весьма сложной задачей, решение которой требует индивидуального подхода к каждой конкретной системе [3].

На практике при оценке достижимого разрешения желательнее использовать упрощенную модель, учитывающую основные механизмы образования изображения и в то же время допускающую аналитическое решение задачи. Такая модель для сканирующих туннельных микроскопов (СТМ) была предложена в работе [4] и в дальнейшем получила широкое распространение при интерпретации электронных изображений проводящих поверхностей. Модель [4] основана на доказательстве пропорциональности туннельного тока плотности поверхно-

стного заряда вдоль контура, вычерчиваемого центром сферического острья в процессе сканирования. Косвенным следствием этой зависимости является эквивалентность изображений, записываемых реальным и точечным острьями, если последнее смещено на расстояние $\delta z = R$ от вершины (R – радиус сферы). Позднее [5, 6] было показано, что требование сферической симметрии волновой функции острья не является обязательным. Его нарушение может быть учтено введением соответствующей поправки к величине δz .

Механизмы образования изображения в СТМ и БСОМ имеют много общего [7], что оправдывает единый подход к определению пространственного разрешения. В рамках такого подхода запись оптического сигнала детектором БСОМ может рассматриваться как регистрация распределения интенсивности электромагнитного поля вдоль траектории движения виртуального точечного острья. Минимальное расстояние между точечным острием (или "эффективным центром" острья) и поверхностью является основным параметром, определяющим предельное разрешение прибора.

Особенности оптического туннелирования

Уравнения Максвелла допускают решения в виде однородных и затухающих волн. Электрический вектор $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ поля в области, характеризующей мнимой постоянной распространения, подчиняется модифицированному уравнению Гельмгольца [8]

$$(\nabla^2 - \kappa^2)\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

где ∇ – оператор градиента, $\kappa \equiv \kappa_{ph} = k_0(n^2 \sin^2 \theta - 1)^{-1/2}$ – обратная глубина проникновения поля, $k_0 = \omega/c$ – волновое число, ω , c – соответственно частота и скорость света в вакууме, n – относительный показатель преломления оптически более плотной среды, в которой свет распространяется под

углом θ к нормали. Мы будем отождествлять эту среду с образцом, а угол θ в режиме освещения образца зондом ассоциировать с положением оси конуса лучей, распространяющихся в сторону детектора.

Для каждой из составляющих $E_i (i = 1, 2, 3)$ вектора $\mathbf{E}$ уравнение (1) имеет тот же вид, что и стационарное уравнение Шредингера для волновой функции ψ электронов в области задерживающего энергетического барьера. В связи с этим естественно ожидать, что результаты, полученные для туннелирующих электронов, применимы и к фотонам с заменами $\psi \rightarrow E_i$, $\rho \rightarrow E_i^2 = I_i$, $\kappa_e \rightarrow \kappa_{ph}$, где $\rho = |\psi|^2$ – плотность заряда, I_i – интенсивность электромагнитного поля с поляризацией вдоль оси i , κ_e – постоянная, характеризующая скорость спада волновой функции в барьере. Тем самым задачу о распространении электромагнитного поля в промежутке острие–образец можно существенно упростить, частично сведя ее к расчету туннельной составляющей детектируемого сигнала.

При сопоставлении решений уравнений Шредингера и Гельмгольца необходимо учесть два принципиальных различия процессов туннелирования электронов и фотонов в СТМ и БСОМ.

1. В отличие от электронов, положение верхних энергетических уровней которых задано энергией Ферми, смещение уровней фотонов относительно вершины барьера меняется в широких пределах в зависимости от угла θ . При $\theta \leq \theta_c = \arcsin(1/n)$ энергия излучения переносится распространяющимися волнами, которые не несут информации о пространственном распределении субволновых элементов структуры образца. Эти волны можно отсеять, например, ограничивая апертуру детектора углами $\theta > \theta_c$. Мы будем предполагать, что только затухающие фотоны ответственны за ток детектора, который в этом случае можно отождествлять с туннельным током.

2. Основные потери мощности на пути от источника излучения к детектору вызваны поглощением или рассеянием фотонов в оптическом зонде. Эти потери многократно увеличивают ослабление сигнала вследствие конечной ширины d туннельного промежутка. Отрезок зонда вблизи вершины является, таким образом, эквивалентом дополнительного туннельного промежутка.

В теории туннелирования центральное место занимает представление тока J в виде функции матричных элементов $M_{\mu\nu}$ переходов между разрешенными состояниями с двух сторон зазора, в случае СТМ – между состояниями ψ_ν образца и ψ_μ острия [4]:

$$J = (2\pi/\hbar) \sum_{\mu, \nu} f_{\mu\nu} |M_{\mu\nu}|^2, \quad (2)$$

$$M_{\mu\nu} = \left(\hbar^2 / 2m_e \right) \int_S (\psi_\mu^* \nabla \psi_\nu - \psi_\nu \nabla \psi_\mu^*) dS, \quad (3)$$

где e , m_e – соответственно заряд и масса электрона, $f_{\mu\nu}$ – коэффициент, связанный с распределением Ферми, S – поверхность раздела, находящаяся примерно посередине туннельного промежутка. Волновую функцию ψ_ν образца с периодическим потенциалом, следуя [4], можно представить в виде:

$$\psi_\nu(\mathbf{r}) = \sum_Q b_Q \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{x}) \exp\left[-(\kappa^2 + Q^2)^{1/2} z\right], \quad (4)$$

где $\mathbf{x} = (x, y)$, $\mathbf{Q} = \mathbf{q} + \mathbf{G}$, $\mathbf{q}$ – волновой вектор Блоха, $\mathbf{G}$ – вектор двумерной обратной решетки ($G_{\min} \equiv g = 2\pi/a$ для квадратной решетки с периодом a); ось z направлена по нормали к поверхности образца в сторону острия.

Подбирая вид волновой функции электронов вблизи острия, можно в ряде простейших случаев свести формулы (2), (3) к зависимости туннельного тока только от волновой функции ψ_ν образца [4–6]. Так, для сферического острия

$$J = A_e |\psi_\nu(\mathbf{r}_0, \varepsilon_F)|^2 = A_e \rho(\mathbf{r}_0, \varepsilon_F), \quad (5)$$

где $A_e = \text{const}$ при заданном напряжении, $\rho(\mathbf{r}_0, \varepsilon_F)$ – плотность поверхностных состояний электронов с энергией Ферми ε_F , измеренная без острия в точке, совпадающей с положением $\mathbf{r}_0$ центра сферы.

Нарушение сферической симметрии функции ψ_μ меняет относительный вклад плоских волн с различными волновыми числами Q в суммарный сигнал. Согласно расчетам [6] переход от s - к $p_z, d_z, \dots$ волновым функциям острия сопровождается последовательным увеличением элементов туннельной матрицы, что может быть учтено введением в формулу (3) дополнительных множителей $\gamma \equiv \gamma_{s, p, d, \dots} \geq 1$. В частности,

$$\gamma_s = 1, \quad \gamma_p = \left(1 + Q^2/\kappa^2\right)^{1/2}, \quad \gamma_d = 2/3 + Q^2/\kappa^2. \quad (6)$$

В формуле (4) члены ряда с $Q = 0$ и $|Q| = \pi/a$ медленнее других затухают с ростом z , и, следовательно, связанные с ними гармонические составляющие J_0 и J_1 туннельного тока дают основной вклад в регистрируемый сигнал, если центр острия $\mathbf{r}_0$ перемещается на достаточном расстоянии от поверхности.

Поскольку в типичных для БСОМ условиях $\kappa \approx 2\pi/\lambda \ll \pi/a$, где λ – длина волны света, из формул (4)–(6) следует

$$\exp\left(-\frac{\pi}{a} \delta z\right) = \gamma, \quad (7)$$

где δz – смещение эффективного центра острия к поверхности ($\delta z < 0$) или от нее ($\delta z > 0$), приводя-

щее к такому же увеличению туннельного тока, как и рост $M_{\mu\nu}$ в γ раз.

Последнее соотношение удобнее представить в другом виде, используя зависимость γ от формы силовых линий поля острия вблизи вершины. Введем параметр ϵ , определяя его как отношение высоты к ширине (измеряемым от центра сферического острия) контуров $\psi = \text{const}$ или $E_t = \text{const}$ в плоскости zx . Для s, p_z, d_z орбиталей $\epsilon = 1; 2; 3,2$ соответственно. Формулы (6), (7) при $1 \leq \epsilon \leq 3$ можно объединить следующим образом:

$$\delta z/a = \varphi(ka)(\epsilon - 1), \quad (8)$$

где $\varphi(ka) \approx -0,3(ka)^{-2/3}$ с погрешностью не более 20% в диапазоне $0,2 \leq ka \leq 2,5$, перекрывающем области типичных для СТМ и БСОМ значений ka . Допуская возможность экстраполяции линейной зависимости (8) к $\epsilon < 1$, находим предельное перемещение эффективного центра острия при $\epsilon \approx 0$: $\delta z \leq a$ в указанном диапазоне ka .

По аналогии с формулой (5) и с учетом зависимости "прозрачности" туннельного промежутка от пространственной частоты туннельную составляющую тока детектора можно представить в виде:

$$J = A_{ph} \sum_Q \gamma_Q^2 I_Q(x, y, z_0) = A_{ph} I(x, y, z_t), \quad (9)$$

где $A_{ph} = \text{const}$ для данного острия при заданной мощности падающего излучения и фиксированном угле θ , $I(x, y, z)$, $I_Q(x, y, z)$ — соответственно суммарная и парциальная интенсивности затухающего электромагнитного поля на расстоянии z от поверхности, z_0 — положение на оси z центра сферического острия, $z_t = z_0 + \delta z$ — расстояние между поверхностью образца и эффективным центром острия (или виртуальным точечным острием), смещенным на высоту δz от точки z_0 , γ_Q — зависящие от волнового числа Q коэффициенты, характеризующие изменение элементов туннельной матрицы из-за нарушения сферической симметрии силовых линий. В дальнейшем мы будем рассматривать лишь члены ряда с $Q = 0$ и $|Q| = \pi/a$. В случае, когда оптический зонд находится между поверхностью образца и детектором, т. е. в режиме "сбора фотонов", угол θ характеризует направление оси конуса лучей, выходящих из точечного источника, помещенного на место детектора в схеме с освещением образца через зонд. Для протяженных источника и детектора θ представляет усредненное значение угла.

Формула (9) означает, что при $J = \text{const}$ острие воспроизводит контур постоянной интенсивности электромагнитного поля на среднем расстоянии z_t от поверхности, освещаемой со стороны острия или через образец, при неизменном угле θ между направлением распространения излучения и нормалью к поверхности.

Моделирование оптических зондов

Безапертурные металлические зонды БСОМ по форме и особенностям распределения поля близки к остриям СТМ. Максимальный фактор усиления напряженности поля у вершины острий [9] по порядку сопоставим с коэффициентом γ_p в формуле (6). В связи с этим при оценке положения эффективного центра острия или его смещения δz относительно центра сферы можно использовать формулу (8) с типичными значениями ϵ в интервале от 1 до 2.

Определение точечного эквивалента апертурного зонда требует более подробного рассмотрения. Использование методов фурье-оптики позволяет определить электромагнитное поле за диафрагмой, если известны значения электрического и магнитного векторов в плоскости диафрагмы. В частности, электрический вектор $\mathbf{E}$ в точке $\mathbf{r} = (x, y, z) \equiv (x, z)$ можно представить следующим образом [8]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \quad (10)$$

$$= (1/4\pi) \int_0^\infty \mathbf{F}(\mathbf{k}) \exp[i\mathbf{k}(x - x_1)] \exp[ik_z(z - z_1)] dk,$$

где $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ и k_z — соответственно горизонтальная и продольная составляющие волнового вектора, $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ — координаты центра диафрагмы, $\mathbf{F}(\mathbf{k})$ — обратное преобразование Фурье поля в плоскости диафрагмы —

$$\mathbf{F}(\mathbf{k}) = \int_0^\infty \mathbf{E}(x, y, z_1) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}) dx. \quad (11)$$

В формуле (10) интегрирование осуществляется по всему $\mathbf{k}$ -пространству, включая распространяющиеся (с вещественными k_z) и затухающие (с мнимыми k_z ; $k_z = i\kappa$, $\kappa > 0$) волны. Поскольку лишь последние представляют интерес при расчете туннельного тока, область интегрирования можно ограничить значениями $k \geq k_0 = \omega/c$.

Строгий расчет поля, эмитируемого зондом, возможен лишь в немногих случаях и требует использования громоздкого математического аппарата [3]. Разумной и широко используемой аппроксимацией [8, 10] является замена реального зонда диафрагмой в бесконечно тонком идеально проводящем экране. Туннельный ток определяется совместным вкладом поперечно-магнитных (ТМ) и поперечно-электрических (ТЕ) мод, частотный спектр которых можно характеризовать соответствующими коэффициентами Фурье $F_{TM}(\mathbf{k})$ и $F_{TE}(\mathbf{k})$. Для краткости мы будем рассматривать лишь ТМ-моды, тем самым фиксируя положение плоскости анализатора перед детектором.

В общем случае зависимость $F_{TM}(\mathbf{k})$ от радиуса a , диафрагмы достаточно сложна [8, 10], но при $ak_0 \leq 0,5$ может быть сведена к соотношению

$$F_{TM}(k) = f_{TM} a_i^3 \text{sinc}(ka_i), \quad (12)$$

где $f_{TM} = \text{const}$ при заданной мощности излучения, падающего на диафрагму; $\text{sinc}(x) \equiv \sin x/x$. Подстановка $F_{TM}(k)$ в формулу (10) позволяет найти интенсивности каждого из компонентов поля с волновым числом k на расстоянии $|z - z_1|$ от плоскости диафрагмы:

$$I_{TM}(z, k) \equiv I(z, k) = I_0 a_i^6 \text{sinc}^2(ka_i) \exp(-2\kappa|z - z_1|), \quad (13)$$

где I_0 – постоянная, пропорциональная мощности источника. Поскольку функция $\text{sinc}(x)$ имеет ряд побочных максимумов при $x = (j + 1/2)\pi$ ($j = 1, 2, \dots$), формула (13) указывает на избирательное пропускание диафрагмой высоких пространственных частот, что не находит экспериментального подтверждения и оправдано, по-видимому, лишь для идеальной диафрагмы. В реальной ситуации естественно ожидать характерного для источника затухающих волн экспоненциального спада интенсивности с расстоянием (или с ростом пространственной частоты при неизменном расстоянии). В области главного максимума функция $\text{sinc}^2(x)$ близка к $\exp(-2x/\pi)$. Допуская оправданность соответствующей замены в формуле (13), находим интенсивность k -составляющей прошедшего поля в плоскости диафрагмы:

$$I(z_1, k) \approx I_0 a_i^6 \exp(-2ka_i/\pi). \quad (14)$$

Преимуществом такого представления является возможность рассматривать апертурный зонд как фильтр пространственных частот с отсечкой при $k \equiv k_c \approx \pi/a_i$. В области волновых чисел $k \gg k_0$, представляющих интерес для БСОМ, постоянную затухания κ можно представить в виде: $\kappa = (k^2 - k_0^2)^{1/2} \approx k$. Тогда, сравнивая экспоненциальные члены в формулах (13), (14), приходим к выводу, что диафрагма ослабляет интенсивность туннельной составляющей прошедшего поля так же, как туннельный промежуток шириной

$$\delta z_a = a_i/\pi. \quad (15)$$

Из-за обратимости туннельного тока фильтрация пространственных частот диафрагмой не должна зависеть от направления распространения излучения. Следовательно, как в режиме облучения образца через зонд, так и в режиме сбора фотонов зондом положение точечного эквивалента диафрагмы, приведенной в контакт с образцом, остается неизменным и его смещение относительно поверхности определяется формулой (15).

При росте ширины $d = |z - z_1|$ туннельного промежутка положение точечного острия меняется параллельно с изменением формы силовых линий. Как показано в работе [11], при $0 \leq |z - z_1| \leq 0,2a_i$ поле

практически не выходит за пределы диафрагмы, а при $0,2a_i \leq |z - z_1| \leq 2a_i$ – расширяется в горизонтальной плоскости, но в меньшей степени, чем вдоль оси z . Характеризуя форму контуров поля введенным выше параметром ϵ , находим $0 < \epsilon \leq 1,7$ в области расстояний до $2a_i$ от плоскости диафрагмы. Из формулы (8) следует, что при $\epsilon = 1$ эффективный центр зонда переходит через плоскость, близкую к плоскости диафрагмы. Более детальный анализ показывает, что этот переход осуществляется при $d \approx 1,3a_i$, а зависимость от d смещения z , эффективного центра зонда относительно поверхности образца близка к линейной и может быть представлена в виде

$$z_i \approx a_i/\pi + 0,75d. \quad (16)$$

Отличие коэффициента при d в формуле (16) от единицы означает, что эффективный зазор z_i между диафрагмой и образцом растет медленнее, чем измеренный зазор d , так как форма силовых линий меняется при расширении поля, влияя тем самым на параметры γ , ϵ и в конечном итоге на зависимость тока J от d .

Пространственное разрешение

Присутствие острия в ближнем поле поверхности сказывается на характере изображения и исключает его однозначное соответствие оригиналу. В этих условиях критерием разрешения структуры с периодом a разумно считать присутствие хотя бы первой гармоники в спектре пространственных частот оптического сигнала. Тогда ток детектора по аналогии с туннельным током СТМ [6] можно представить в виде:

$$J(z, x) = J_0(z, x) + J_1(z, x) = A_0 \exp(-2\kappa z) + A_1 \exp\left[-2\kappa\left(1 + g^2/4\kappa^2\right)^{1/2} z\right] \cos^2(gx/2), \quad (17)$$

где A_0, A_1 – постоянные, $g = 2\pi/a$ – длина вектора обратной решетки, $\kappa = \kappa_{ph}$ – коэффициент затухания. В режиме постоянного тока изменение J_1 при сканировании периодического образца должно компенсироваться соответствующим изменением J_0 , требующим смещения острия вдоль оси z .

Введя амплитуду колебаний острия между крайними положениями по оси z : $\Delta = z_{\max} - z_{\min}$, из формулы (17) при $\Delta \ll z$ находим относительное изменение нулевой гармоники сигнала

$$\delta J_0/J_0 = 2\kappa\Delta = m \exp(-\beta z), \quad (18)$$

где

$$\beta \equiv 2\kappa\left[\left(1 + g^2/4\kappa^2\right)^{1/2} - 1\right] \approx 2\pi/a, \quad (19)$$

$$m \equiv A_1/A_0. \quad (20)$$

Последняя величина качественно характеризует глубину модуляции поверхностного рельефа; в типичных условиях $m = 0,1-0,5$.

Определяя горизонтальную составляющую пространственного разрешения как наименьший различимый на изображении период a_{res} решетки, мы можем связать его с амплитудой колебаний острия Δ при $J = \text{const}$. Из формул (18), (19) следует

$$a_{\text{res}} = \left[- (1/2\pi) \ln(2k\Delta/m) \right]^{-1} z_i \equiv Bz_i, \quad (21)$$

где z_i — среднее расстояние между виртуальным точечным острием и образцом в процессе записи изображения. Чтобы улучшить разрешение, необходимо уменьшать Δ до уровня Δ_{min} , когда колебания острия еще могут быть замечены на фоне шумов. При преобладании дробового шума $\delta J_0/J_0 \approx N^{-1/2}$, где N — число туннелирующих фотонов на пиксел, и, следовательно,

$$\Delta_{\text{min}} \approx (1/2k)N^{-1/2}. \quad (22)$$

Подстановка в формулы (21), (22) типичного для БСОМ значения $k \approx 10^{-2} \text{ нм}^{-1}$ при разумных m показывает, что зависимости a_{res} от Δ и N близки к насыщению при $\Delta \leq 0,01 \text{ нм}$ или $N \geq 10^8$. Дальнейшее увеличение мощности источника, замедление развертки или ограничение амплитуды посторонних вибраций не дают заметного эффекта. Приняв $\Delta_{\text{min}} = 0,01 \text{ нм}$ и $m = 0,1$, находим из (21) $B \approx 1$. Мы пришли к удивительно простому определению горизонтальной составляющей предельного разрешения БСОМ: она равна минимальному расстоянию от виртуального точечного острия до образца с поправочным коэффициентом, близким к единице и в общем случае зависящим от уровня шумов.

Заметим, что разрешение периодической структуры по горизонтали допускает возможность искажения рельефа по нормали к поверхности. Поэтому предельное разрешение по вертикали удобнее определять величиной Δ_{min} в формуле (22), не связанной непосредственно с периодичностью образца.

Чтобы количественно охарактеризовать разрешение, нам остается связать z_i с геометрическими параметрами зондов разного типа. Для безапертурного зонда радиуса R с заостренной вершиной, вызывающей увеличение локального поля,

$$z_i = R - |\delta z| + d, \quad (23)$$

где d — ширина зазора, δz — определяемая формулами (7), (8) функция коэффициента усиления поля γ или параметра ϵ , характеризующего форму силовых линий. Поправка δz к радиусу острия может зависеть от периода поверхностной решетки a ; обычно $\delta z < a$. Поскольку методы химического и ионного травления позволяют получать острия радиусом 1–1,5 нм, на основании формул (21), (23) можно рассчитывать

на разрешение с помощью БСОМ структур с $a \approx 1 \text{ нм}$, что соответствует экспериментальным результатам [2]. Существенно лучшее разрешение СТМ обусловлено меньшей глубиной проникновения волновой функции электронов в зазор. В связи с этим даже небольшого различия в положении атомов относительно вершины достаточно, чтобы изображающие свойства острия определялись преимущественно электронной структурой одного атома. Наоборот, в БСОМ значительная часть острия участвует в формировании изображения, что делает маловероятной возможность разрешения структур атомного размера.

Положение эффективного центра апертурного зонда, как было показано выше, может быть определено соотношением (16). Из формул (16), (21) при $d \approx 0$ и $\Delta = \Delta_{\text{min}} \approx 0,01 \text{ нм}$ следует, что предельное разрешение БСОМ в горизонтальной плоскости близко к a/π , т. е. существенно лучше “номинального” разрешения, определяемого отсечкой пространственных частот. На практике с учетом конечного уровня шумов можно ожидать промежуточных значений разрешения в интервале $a/\pi \leq a_{\text{res}} \leq a$. Радиус a , диафрагмы как по технологическим причинам, так и из-за частичного проникновения поля в оболочку зонда трудно сделать меньшим 10–20 нм. Обычно из-за быстрого спада интенсивности сигнала при уменьшении a , предпочитают использовать более широкие зонды [1]. Таким образом, по горизонтальной составляющей разрешения апертурные БСОМ на 1–2 порядка уступают зондовым приборам с непрозрачными остриями.

Все представленные расчеты относятся к режиму постоянного тока детектора. В большинстве БСОМ используется режим постоянной высоты острия, поддерживаемой на уровне $d \approx 1 \text{ нм}$ атомно-силовой системой регулировки ширины зазора [12]. Присутствие в спектре регистрируемого сигнала высокочастотных компонентов, характеризующих топографический рельеф поверхности, при $d < z_i$ приводит к кажущемуся улучшению пространственного разрешения. Корректные оценки разрешения возможны, по-видимому, лишь при отсутствии вспомогательной системы регулировки расстояний [1].

Выводы

Выигрыш в пространственном разрешении в ближнепольной оптике обусловлен возможностью зондирования электромагнитного поля в непосредственной близости от образца. По аналогии с туннельной микроскопией запись оптического сигнала при сканировании поверхности можно рассматривать как воспроизведение контуров постоянной интенсивности поля виртуальным точечным острием. Его минимальное расстояние от поверхности суще-

ственно различно при использовании зондов разного типа и является основным фактором, определяющим предельное разрешение прибора. Быстрый спад интенсивности сигнала при уменьшении радиуса зонда приводит к необходимости поисков компромисса между достижимым разрешением и приемлемой скоростью записи изображения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-16782) и гранта ведущих научных школ НШ-1370.2003.8.

ЛИТЕРАТУРА

1. Betzig E., Trautman J.K. Near-field optics: Microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit // *Science*. 1992. V. 257. P. 189–195.
2. Zenhausern F., Martin Y., Wickramasinghe H.K. Scanning interferometric apertureless microscope. Optical imaging at 10 Angstrom resolution // *Science*. 1995. V. 269. P. 1083–1086.
3. Girard C., Dereux A. Near-field optics theories // *Rep. Prog. Phys.* 1996. V. 59. P. 657–699.
4. Tersoff J., Hamann D.R. Theory of the scanning tunneling microscope // *Phys. Rev. B*. 1985. V. 31. P. 805–813.
5. Sacks W., Gauthier S., Rousset S., Klein J. Tunneling current between two nonplanar surfaces // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 37. P. 4489–4493.
6. Chen C.J. Tunneling matrix elements in three-dimensional space. The derivative rule and the sum rule // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 42. P. 8841–8859.
7. Carminati R., Saenz J.J. Scattering theory of Bardeen's formalism for tunneling. New approach to near-field microscopy // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 5156–5159.
8. Van Labeke D., Barchiesi D., Baida F. Optical characterization of nanosources used in scanning near-field optical microscopy // *JOSA A*. 1995. V. 12. P. 695–703.
9. Liao P.F., Wokaun A. Lightning-rod effect in surface enhanced Raman scattering // *J. Chem. Phys.* 1982. V. 76. P. 751–752.
10. Grober R.D., Rutherford T., Harris T.D. Modal approximation for the electromagnetic field of a near-field optical probe // *Appl. Opt.* 1996. Vol. 35. P. 3488–3495.
11. Roberts A. Near-zone fields behind circular apertures in thick perfectly conducting screen // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 65. P. 2896–2899.
12. Barchiesi D., Bergossi O., Spayer M., Pieralli C. Image resolution in reflection scanning near-field optical microscopy using shear-force feedback characterization // *Appl. Opt.* 1997. V. 36. P. 2171–2177.